

УДК 681.372.826

О.М. Власов, доктор технічних наук, професор**О.В. Бондаренко**, доктор технічних наук, професор

УМОВИ ПОШИРЕННЯ ДИСПЕРСІЙНО-КЕРОВАНИХ СОЛІТОНІВ У ВОЛОКОННИХ ЛІНІЯХ ЗВ'ЯЗКУ

Досліджено особливості утворення дисперсійно-керованих солітонів у волоконних трактах, побудованих на основі волокна зі зменшеним за довжиною значенням дисперсії або відрізків волокон із чергуванням сегментів нормальної та аномальної дисперсії. Проаналізовано режими поширення ДК-солітонів, їх зв'язок з параметрами волоконних трактів.

Ключові слова: дисперсійно-керовані солітони, волоконні тракти, нормальна, аномальна дисперсія.

Исследованы особенности образования дисперсионно-управляемых солитонов в волоконных трактах, построенных на основе волокна с уменьшенным по длине значением дисперсии или отрезков волокон с чередованием сегментов нормальной и аномальной дисперсии. Проанализированы режимы распространения ДУ-солитонов, их взаимосвязь с параметрами волоконных трактов.

Ключевые слова: дисперсионно-управляемые солитоны, волоконные тракты, нормальная, аномальная дисперсия.

Features of the formation of the dispersion operated solitons in fiber paths constructed on the basis of a fibre are investigated. Models of distribution of the dispersion operated solitons as well as their interrelation with parameters of fiber paths are analyzed.

Keywords: dispersion operated solitons, fiber paths, normal, abnormal.

Використання дисперсійно-керованих (ДК) солітонів як носіїв інформації є ключовою технологією для створення високошвидкісних оптичних ліній зв'язку. Відмінність ДК солітона від звичайного полягає в тому, що він періодично змінює свою форму, а середовищем розповсюдження є оптичне волокно зі зменшуваним значенням дисперсії або волокно з чергуванням сегментів нормальної та аномальної дисперсії.

Спочатку розглянемо випадок, коли використовується управління дисперсією на основі спеціально розроблених оптичних волокон з особливим дисперсійним профілем. Такі волокна називають волокнами зі зменшуваним значенням дисперсії за довжиною (dispersion-decreasing fiber, DDF) [1]. Вони сконструйовані таким чином, що зменшувачий за його довжиною параметр дисперсії групової швидкості (ДГШ) повністю компенсує зменшену через втрати оптичного волокна фазову само модуляцію (ФСМ).

Враховуючи залежність дисперсії від координати розповсюдження, у рівнянні Шредінгера з'являється такий новий параметр $d(\xi)$ як функція ξ . Відстань ζ є

нормованою величиною до дисперсійної довжини $\xi = \frac{z}{L_D}$, що визначається як $L_D = T_0^2 / |\beta_2(0)|$, де β_2 – дисперсія другого порядку; T_0 – значення тривалості імпульсу.

Модифіковане рівняння Шредінгера набуває вигляду:

$$i \frac{\partial v}{\partial \xi} + \frac{1}{2} d(\xi) \frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2} + p(\xi) |v|^2 v = 0 \quad (1),$$

де $v = u / \sqrt{p}$ – амплітуда поширення імпульсу; $d(\xi) = \beta_2(\xi) / \beta_2(0)$ – зміна дисперсії вздовж світловоду; $\tau = t / T_0$ – нормований час; $p(\xi)$ – пікова потужність імпульсу, яка коливається з відстанню. Внаслідок залежності другого та третього доданків від нормованої відстані ξ у рівнянні (1) воно є нестандартним нелінійним рівнянням Шредінгера (НРШ), яке може бути зведено до стандартного шляхом введення нової змінної розповсюдження:

$$\xi' = \int_0^\xi d(\xi) d\xi \quad (2).$$

Це перетворення ще раз нормує шкалу відстані до локального значення величини ДГШ та у змінних ξ' рівняння (1) набуває вигляду:

$$i \frac{\partial v}{\partial \xi'} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2} + \frac{p(\xi)}{d(\xi)} |v|^2 v = 0 \quad (3).$$

Якщо профіль ДГШ обрано такий, що $d(\xi) = p(\xi) = \exp(-\Gamma \xi)$, де Γ – втрати волокна на дисперсійній довжині, то рівняння (3) переписеться як стандартне НРШ за умов відсутності втрат у волокні. Як наслідок, втрати не впливають на розповсюдження солітона при зменшенні його енергії, коли використовується DDF волокно. Зосереджені підсилювачі можуть бути встановлені на будь-якій відстані та не обмежуються умовою $L_A \ll L_D$ [2].

Попередній аналіз показав, що фундаментальні солітони підтримуються у волокні з утратами спричиненими зменшенням ДГШ за експоненціальним законом:

$$\beta_2(z) = |\beta_2(0)| \exp(-\alpha z) \quad (4),$$

де α – постійна загасання. Вирішивши рівняння (4), одержуємо те, що умова існування фундаментального солітону $N=1$ підтримується незважаючи на втрату потужності, якщо $\beta_2(z)$ та нелінійний параметр зменшуються експоненціально тією самою мірою. Тоді фундаментальний солітон підтримує свою форму та ширину у волокні з утратами.

Практична техніка виготовлення DDF волокна міститься у зменшенні діаметру серцевини за довжиною волокна під час контрольованого процесу витяжки волокна [3]. Зміна діаметру волокна зменшує вклад матеріальної дисперсії

хвилеводу у параметр β_2 , зменшуючи його величину. Волокно з неперервним змінним значенням дисперсії ще не виготовляється. Як альтернатива, профіль показника дисперсії у DDF можна наблизити до сходинкового шляхом послідовного поєднання декількох дисперсійних волокон, для яких $\beta_2 = const$, але приймає різні значення. Цей підхід вивчався упродовж 90-х років, коли було виявлено, що більшість властивостей DDF волокна реалізуються вже при чотирьох сегментах [4]. Недоліком DDF волокна часто є досить велике середнє значення дисперсії вздовж з'єднань. Загалом застосування солітона в областях нижче середнього ДГШ покращує якість передавання сигналу.

Другим випадком створення умов для поширення ДУ-солітонів є використання дисперсійних мап. Дисперсійні мапи, які складаються з послідовно з'єднаних дисперсійних волокон, цікаві через зниження середнього значення дисперсії всього з'єднання незважаючи на те, що дисперсія кожного сегменту залишається досить великою та ефекти чотирьоххвильового змішання (four-wave mixing, FWM) і вплив дисперсії третього порядку (third order dispersion, TOD) залишаються незначними.

За рахунок керованої дисперсії солітони в кожний період карти поширюються в режимі нормальної дисперсії волокна. На перший погляд подібна схема не спрацьовує, оскільки не підтримує світлий солітон, що призведе до значного уширення та частотного зсуву імпульсу. Як результат, солігон існує в розумінні середніх значень, навіть коли пікова потужність, ширина та форма коливаються періодично.

Розглянемо просту дисперсійну карту двох волокон з додатним та від'ємним значенням дисперсії β_2 . Розповсюдження солітона описується рівнянням (1), що використовується для DDF волокна. У цьому випадку ми не можемо використати ξ та τ як безрозмірні параметри, тому що ширина та величина дисперсії змінюються вздовж волокна. Краще використати частинне рівняння (1):

$$i \frac{\partial B}{\partial z} - \frac{\beta_2(z)}{2} \frac{\partial^2 B}{\partial t^2} + \gamma p(z) |B|^2 B = 0 \quad (5),$$

де $B = A / \sqrt{p}$ та $p(z)$ – пікова потужність імпульсу, яка коливається з відстанню. Дисперсійний параметр набуває значення β_{2a} і β_{2n} , відповідно, лінійна та нелінійна довжини – l_a та l_n . Період карти $L_{map} = l_a + l_n$ може відрізнятись від довжини підсилення L_A . Таким чином, властивості ДУ-солітона залежать від декількох параметрів карти, навіть коли тільки два типи волокон використано в кожному періоді мапи.

Рівняння (5) може бути вирішене завдяки застосуванню методу Фур'є. Чисельним моделюванням можна отримати майже періодичний розв'язок шляхом задавання параметрів імпульсу (ширина, чіп та потужність) навіть при значній зміні цих параметрів у кожний період карти. Форма такого ДУ-солітона ближча до Гаусівської, а не до форми гіперболічного секанса, яка описує фундаментальний солітон [4].

Внаслідок подібності форми ДУ-солітона до Гаусівського імпульсу в загальному випадку імпульс поширюється, як:

$$B(z, t) = a \exp[-(1 + iC)t^2 / 2T^2 + i\phi] \quad (6),$$

де a – амплітуда, T – ширина, C – чирп та ϕ – фаза солітонного сигналу. Всі чотири параметри варіюють впродовж z через збурення, продуковані періодичною зміною $\beta_2(z)$ та $p(z)$.

Отримаємо рівняння для параметрів розповсюдження солітона. Співвідношення для амплітуди можна виключити через $a^2 T = a_0^2 T_0 = E_0 / \sqrt{\pi}$, яка не залежить від координати z та пов'язана з енергією вхідного імпульсу E_0 . Періодичний розв'язок ДУ-солігона буде характеризуватися двома рівняннями для ширини T та чирпа C :

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \beta_2(z) \frac{C}{T} \quad (7),$$

$$\frac{\partial C}{\partial z} = \frac{\gamma E_0 p(z)}{\sqrt{2\pi T}} + \frac{\beta_2}{T^2} (1 + C^2) \quad (8).$$

На рівняння (7)–(8) накладаються наступні обмеження:

$$T_0 \equiv T(0) = T(L_A), \quad C_0 \equiv C(0) = C(L_A) \quad (9),$$

для впевненості, що солітон набуде початкового стану після кожного підсилення. Періодичні граничні умови фіксують початкові значення ширини T_0 та чирпа C_0 при $z = 0$, які набуває солітон періодично зі значенням енергії імпульсу E_0 .

Інтегруючи рівняння (7), отримаємо залежність ширини імпульсу від координати

$$T^2(z) = T_0^2 + 2 \int_0^z \beta_2(z) C(z) dz \quad (10)$$

Чисельний розв'язок рівняння (8) показує, що параметр $C(z)$ має лінійну залежність у кожній секції волокна (Рис. 2) та змінюється від C_0 до $-C_0$ у першій секції і повергається до початкового значення C_0 у другій. Співвідношення частотної модуляції з тривалістю імпульсу $(1 + C^2)/T^2$ мало змінюється за один період карти, у той час коли нелінійна довжина набагато більша від значення дисперсійної довжини в секції. Усереднивши значення для одного періоду карти, отримаємо співвідношення зв'язку між T_0 та C_0 :

$$T_0 = T_{map} \sqrt{\frac{1 + C_0^2}{|C_0|}}, \quad T_{map} = \left(\frac{|\beta_{2n} \beta_{2a} l_n l_a|}{\beta_{2n} l_n - \beta_{2a} l_a} \right)^{1/2} \quad (11),$$

де T_{map} – часовий параметр, до якого входять лише чотири параметри дисперсійної карти. Мінімальне значення вхідного уширення T_0 , коли $|C_0| = 1$, з формули (11) отримаємо $T_0^{\min} = \sqrt{2} T_{map}$.

Для знаходження найкоротшого імпульсу в межах карти скористаємося рівнянням (11): $T_m = T_0 / (1 + C_0^2)^{1/2} = T_{map} / \sqrt{|C_0|}$ за умови, що поширений імпульс не має частотної модуляції ($C_0 = 1$), тоді $T_m = T_{map}$. Таким чином, створюючи різну комбінацію параметрів дисперсійної карти, отримаємо певні значення ширини імпульсу. На рис. 1 представлено розрахунки залежності ширини

імпульсу T_0 та частотної модуляції C_0 від енергії вхідного імпульсу та зміну цих параметрів в межах одного періоду карти (рис. 2). Суцільна лінія демонструє випадок використання зосередженого підсилення, для якого $p(z)=1$ у рівнянні (8). Пунктирна лінія демонструє випадок розподіленого підсилення із втратами у волокні 0,25 дБ/км в кожній секції волокна.

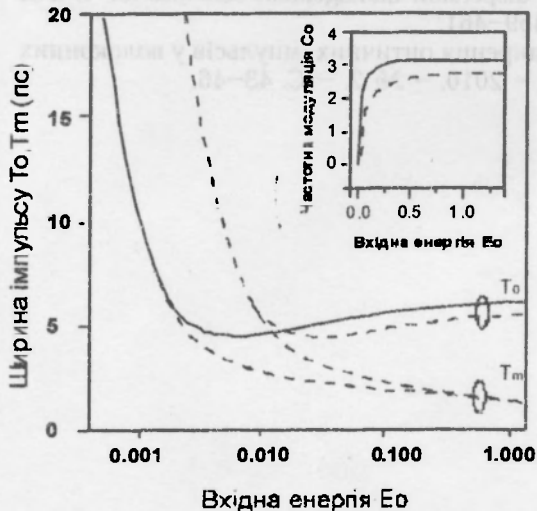


Рис. 1. Залежність ширини імпульсу та частотної модуляції від енергії вхідного імпульсу

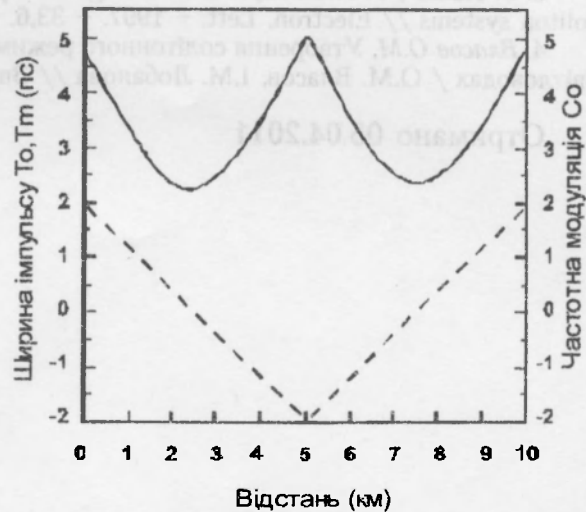


Рис. 2. Варіації ширини та параметру частотної модуляції імпульсу в межах одного періоду карти

З рис.1 видно, що зі збільшенням енергії імпульсу значення T_0 і T_m швидко спадає і T_0 досягає свого мінімального значення при певній середній енергії імпульсу E_c тоді як T_m повільно зменшується. Значення T_0 і T_m різняться одне від одного з огляду на нерівність $E_0 > E_c$. Така поведінка показує, що ширина імпульсу значно змінюється в кожній секції. Найважливішою особливістю є наявність мінімуму значення T_0 при певному значенні енергії імпульсу. У цій точці значення ширини $C_0=1$. Слід зазначити, що мінімум початкового уширення імпульсу не надто залежить від втрат у волокні та майже збігається для суцільної та штрихової лінії біля значення E_c , яке значно більше у випадку зосередженого підсилення.

На рис. 2 показано, як змінюються ширина та частотна модуляція в межах одного періоду мапи для ДУ-солітона для вхідної енергії $E_0 \gg E_c = 0,1pJ$. Ширина імпульсу змінюється більше ніж на дві одиниці і досягає мінімуму в середині секції, де частотна модуляція відсутня. Найкоротший імпульс приходить всередину секції від'ємної дисперсії у випадку ідеального розподілення підсилення кожного волокна, для якого втрати повністю компенсовано в кожній точці з'єднання.

Особливість такого ДУ-солітона – залежність ширини імпульсу від параметрів дисперсійної мапи. Також T_0 не може мати менше значення за деяке критичне, що встановлюється безпосередньо параметрами дисперсійної мапи. ДУ-солітон відрізняється від фундаментального солітону, оскільки не підтримує своєї форми, ширини, та пікової потужності. У будь-якому разі його параметри повторюються періодично в будь-якій точці вздовж мапи. При певному значенні енергії вхідного імпульсу значення мінімального уширення T_m для двох схем компенсації втрат у системі – зосередженого та розподіленого – збігаються, тобто не залежать від схеми підсилення.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. K. Tajima. Compensation of soliton broadening in nonlinear optical fibers with loss // Opt. Lett. – 1987. – 12, № 1. – P. 54–56.
2. Власов О.І. Особливості створення високошвидкісних ліній зв'язку / О.І. Власов, В.М. Шпак // Зв'язок. – 2007. – № 6. – С. 43–47.
3. S. Kumar, Y. Kodama, and A. Hasegawa Optimal dispersion management schemes for WDM soliton systems // Electron. Lett. – 1997. – 33,6. – P. 459–461.
4. Власов О.М. Утворення солітонного режиму поширення оптичних імпульсів у волоконних світловодах / О.М. Власов, І.М. Лобанова // Зв'язок. – 2010. – № 2. – С. 43–46.

Отримано 05.04.2011

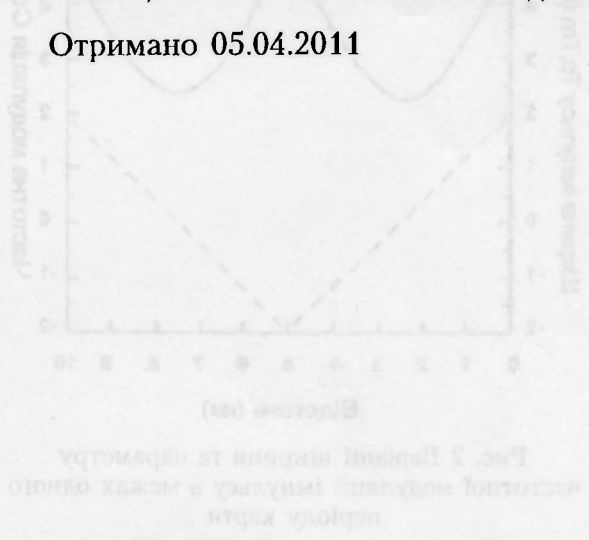


Рис. 2. Залежність ширини імпульсу та його пікової потужності від відстані поширення.

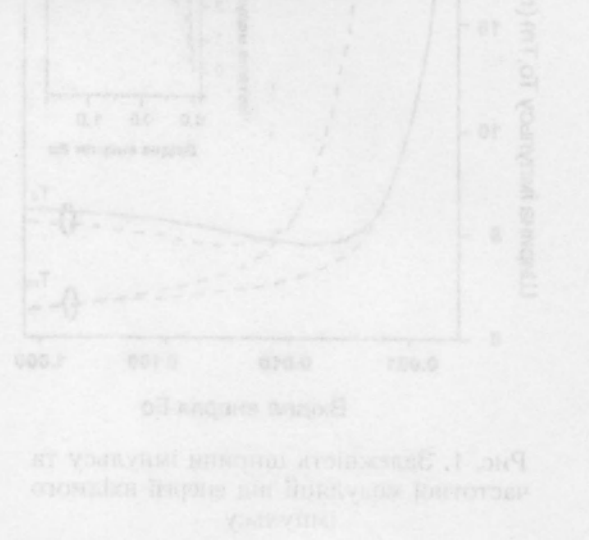


Рис. 3. Залежність ширини імпульсу та його пікової потужності від відстані поширення.

З рис. 1 видно, що в еквівалентній енергії імпульсу збільшення Δ і T швидко зростає. Це пов'язано з тим, що при певній ширині імпульсу збільшення енергії імпульсу E та T повільно збільшується. Збільшення Δ і T повільно збільшується, що пов'язано з тим, що збільшення Δ і T повільно збільшується. Збільшення Δ і T повільно збільшується, що пов'язано з тим, що збільшення Δ і T повільно збільшується. Збільшення Δ і T повільно збільшується, що пов'язано з тим, що збільшення Δ і T повільно збільшується.

На рис. 2 показано, як змінюється ширини та потужності імпульсу в межах певного періоду часу для ДУ-солітона для певної енергії $E > E_c \approx 0.15$. Ширини імпульсу змінюється більше, ніж для однієї і тій же енергії в середній частоті, де ширини імпульсу збільшується швидше. Найкращий імпульс отримується в певній частоті дисперсії, у певній частоті дисперсії, у певній частоті дисперсії. Найкращий імпульс отримується в певній частоті дисперсії, у певній частоті дисперсії, у певній частоті дисперсії. Найкращий імпульс отримується в певній частоті дисперсії, у певній частоті дисперсії, у певній частоті дисперсії.